第 40 卷 第 1 期
2022 年 3 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 40, No. 1
Mar., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.01.02

射电星系喷流准直机制研究进展

沈玉玲[1]，崔 朗[1]，安 涛[1,2]，刘 祥[1]

(1. 中国科学院 新疆天文台，乌鲁木齐 830011； 2. 中国科学院 上海天文台，上海 200030)

摘要： 射电星系是射电噪活动星系核 (AGN) 的一个重要子类，相对论性的射电喷流是其典型的观测特征之一。射电喷流的加速过程、准直机制以及磁场所起的作用一直是天文学家关注的重点。近年来，随着高分辨率 VLBI 观测技术的发展，利用射电天文观测仪器已经能够探测到 AGN 核心区域，从而能够研究喷流的内部结构和物理过程。得益于此，天文学家在近邻射电星系喷流准直机制的观测研究方面取得了重大进展。首先介绍了主流的喷流形成模型，之后通过典型的研究案例，对 FR-I 和 FR-II 两类射电星系准直机制研究的最新进展进行阐述，最后对射电星系喷流准直机制研究进行了总结和展望。

关 键 词： 射电星系；喷流；准直机制；甚长基线干涉测量

中图分类号： P157.6 **文献标识码：** A

1 引 言

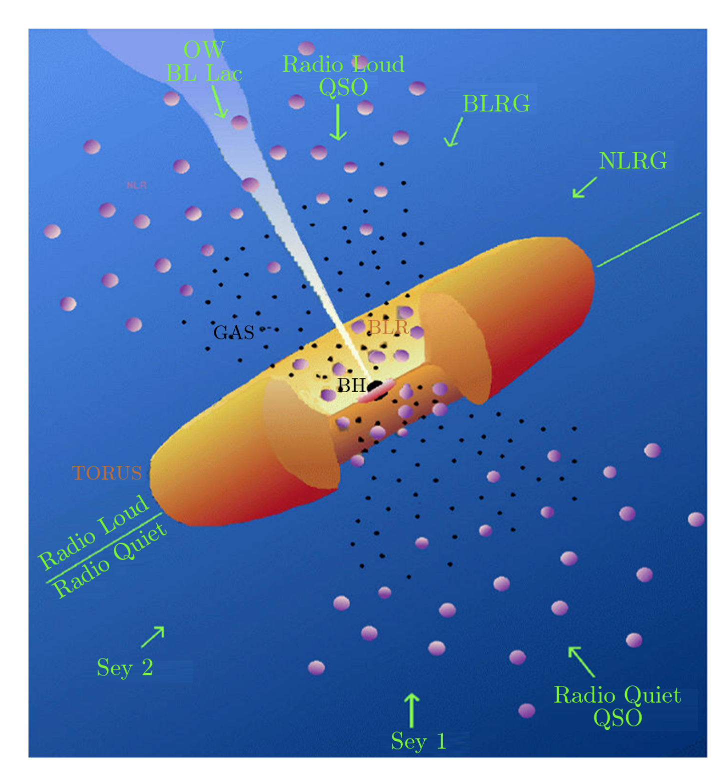
活动星系核 (active galactic nuclei, AGN) 是一类极为特殊的河外天体，其核心存在着剧烈的活动性和复杂而极端的天体物理过程[1−3]，是星系-黑洞共生演化等天体物理前沿课题的重要研究对象[4]。AGN 的主要构成有中心超大质量黑洞 (supermassive black hole, SMBH)、黑洞吸积周围物质形成的吸积盘、吸积盘上存在的一些热气体 (称为冕)、吸积盘周围的宽线区 (broad line region, BLR) 和窄线区 (narrow line region, NLR)、由尘埃和气体组成的环状结构以及存在于黑洞两极的喷流，如图 1 所示[5, 6]。

目前人们普遍认为，AGN 中心超大质量黑洞的吸积活动是相对论性喷流的“发动机”，使 AGN 的两极产生了由非热等离子体构成的高速、准直的喷流[6, 7]。实际上，早在 1918 年就在 M87 星系中发现了喷流现象[8]，AGN 的相对论性喷流对天文学家的吸引力已经持续了整整一个世纪，喷流的产生、加速和准直机制至今仍是天体物理学中最具挑战的研究课题之

收稿日期： 2021-04-02； **修回日期：** 2021-08-09

资助项目： 国家重点研发计划 (2018YFA0404602)；中国科学院“西部之光”人才培养计划 (2021-XBQNXZ-005)；国家自然科学基金 (U2031212,61931002)

通讯作者： 崔朗，cuilang@xao.ac.cn



注：中央黑色区域表示活动星系核中心超大质量黑洞，黑洞周围是吸积盘，橘黄色为尘埃环，具有黑色点的区域表示宽线区，紫色球状物体区域表示窄线区，白色锥形区域为准直的相对论喷流。

图 1　AGN 统一模型[6]

一[9, 10]。

在图 1 的统一模型中，可以看到强/弱两种统一模型[2]。强统一模型里只有一个内禀参数，即观测者的视线相对于 AGN 对称轴的取向。按照此模型，各类 AGN 的差异全由取向 (即喷流指向) 决定，不同取向对应不同类型的 AGN。而弱统一模型则包含更多参数[2]。最常见的是，除取向效应外，另一个参数取为射电光度与光学光度之比。在完整的统一模型中，AGN 包括两个基本类型：射电噪 AGN 和射电宁静 AGN。射电噪 AGN 约占全部 AGN 的 10%，相对论性的射电喷流是射电噪 AGN 的典型特征[10]。其中射电星系是射电噪 AGN 的一个重要子类，其喷流方向与我们的观测视线的夹角较大 (一般超过 10°)，喷流多普勒增亮效应 (Doppler boosting effect) 也比较弱，往往展现出射电核加双边喷流的形态，是研究超大质量黑洞附近的喷流形成区和准直过程的理想目标源[11]。

射电星系按照形态又划分为 FR-I 和 FR-II 两类[12]，这两类射电星系的射电光度有明显的差别。FR-I 型星系的喷流光度较弱 ($L_{178\ \mathrm{MHz}} \leqslant 2\times10^{25}\ \mathrm{W\cdot Hz^{-1}}$)，呈现边缘昏暗型，即喷流距离核心越远强度越弱；FR-II 型星系具有较高的喷流光度，呈现边缘增亮型，即射电瓣离核心最远处最亮，在外边缘可以看到明亮的热斑。这两种类型典型的喷流形态如图 2 所示。自从这种分类方案提出以后，人们开始在不同方面研究两种基本形态的特性[13–18]。如

FR-II 型大多具有发射线的旋转气体盘，有时还包括混沌和湍动的尘埃盘，而 FR-I 型则可能不具备此特点[19]；两类黑洞自旋可能有差异 (FR-I 为低自旋，FR-II 为高自旋)[14]；与宿主星系质量的关系，即更大质量的椭圆星系倾向于 FR-I 形态[15]，以及其他基于喷流与周围介质之间相互作用差异的模型[20]。但是，对于已经观测到的很多高度准直的相对论性喷流的加速、准直机制，两类间的差别目前还不清楚。

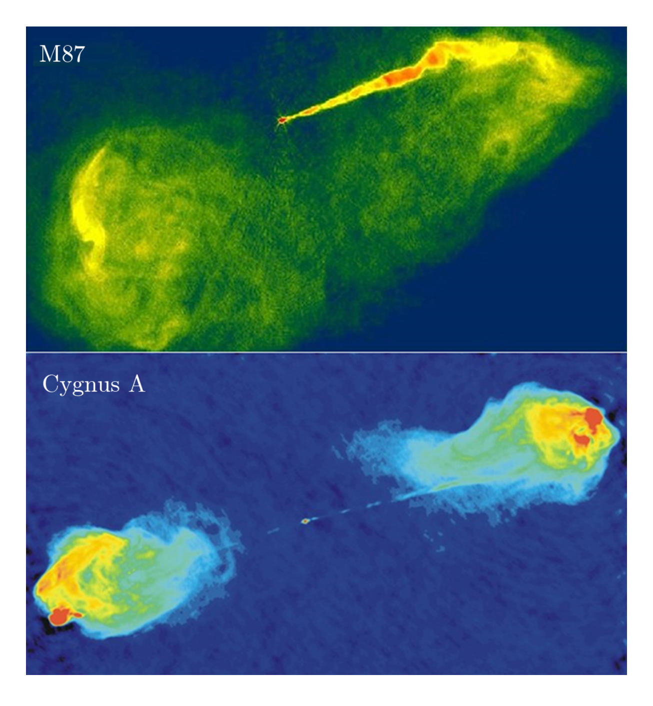


图 2 FR-I (上图) 和 FR-II (下图) 的典型喷流形态[10, 21]

对喷流的准直过程的研究是基于喷流的形成和加速模型。目前研究者已经提出许多种喷流形成和加速模型，其中具有代表性的主要有 Blandford-Znajek (BZ) 过程[7]和 Blandford-Payne (BP) 过程[22]。许多学者从黑洞和吸积盘系统提取能量的两种过程 (BZ 与 BP) 对磁场进行对比研究 (详见第 2 章)，并讨论了 BZ 过程的相对重要性[23]。虽然哪种过程在喷流的形成和准直中处于主导地位一直存在争论，但连接黑洞吸积盘的磁场驱动了喷流的观点已被大多数学者所认同[24−29]。并且这些模型为后来许多有关喷流加速及准直的大量理论和数值模拟的建立奠定了基础[30−33]。

尽管如此，关于 AGN 喷流结构的研究至今仍极具挑战性，其原因主要在两个方面。

(1) 喷流动力学所涉及的物理机制十分复杂。由于 AGN 喷流是由超大质量黑洞附近发射出的相对论磁化流体和部分内部磁化吸积流所激发形成，并可能扩展到大约百万秒差距 (Mpc) 的规模，形成巨大的射电瓣。要理解由黑洞吸积驱动的系统，需要一个广义相对论磁流体力学 (general relativistic magnetohydrodynamics, GRMHD) 方程去描述相对论性喷流发射区附近的流体动力学，该方程十分复杂，全面解析也比较困难。近年来，数值模拟的快

速发展使得该研究变成可能[31, 34]，如关于强磁化喷流的解析[35]，但对于粒子加速和能量耗散的过程以及它们在喷流中的作用至今仍未有明确的结论[36−39]。

(2) 喷流中重要的物理过程涉及到不同的空间尺度。目前关于喷流形成的理论模型 (BZ 和 BP 模型)[7, 22] 认为，喷流由强磁场驱动，其最初产生时速度缓慢，而磁场会被旋转的黑洞或者吸积盘放大，随后旋转磁场的磁能会转化成动能从而加速喷流。理论模型认为加速和准直区 (acceleration and collimation zone, ACZ) 处在距黑洞约 10 $R_{\rm s}\sim10^5\ R_{\rm s}$ 的区域[40]，对于一个近邻 (红移 $z<0.1$) 的 AGN 喷流来说，意味着该区域对应的角尺度是毫角秒 (mas) 甚至微角秒 (μas) 量级的。另外，在 X 射线、γ 射线波段观测快速变化的耀发对应的结构变化也需要亚秒差距 (pc) 级甚至更高的空间分辨率，这些问题很难用光学、X 射线、γ 射线望远镜直接解决。为了应对致密天体成像观测的困难，射电波段的甚长基线干涉测量 (very long baseline interferometry, VLBI) 方法应运而生并迅速发展。早在 20 世纪 60 年代，前苏联科学院列比捷夫物理研究所的天文学家首次正式发表关于“独立本振和磁带记录”长基线干涉仪的 VLBI 概念[41]。20 世纪 70 至 80 年代，人们就用临时组成的阵列进行了 VLBI 观测实验，并在几个较亮的射电源中观测到 pc 尺度的结构[42−44]，揭示了喷流核心的形态特征和喷流团块的视超光速运动。20 世纪 90 年代，欧洲 VLBI 网[45]、美国甚长基线阵 (Very Long Baseline Array, VLBA)[46, 47] 的问世极大地促进了 AGN 喷流的高分辨率观测研究。此后，随着澳大利亚长基线阵列 (Long Baseline Array, LBA)[48]、日本 VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry)[49]、东亚 VLBI 网络 (East Asia VLBI Network, EAVN)[50] 的建立，进一步提高了 VLBI 网的全球覆盖。而全球毫米波 VLBI 阵列 (the Global mm-VLBI Array, GMVA)、事件视界望远镜 (Event Horizon Telescope, EHT)[51] 以及韩国 VLBI 网络 (Korean VLBI Network, KVN)[52] 等将研究领域拓宽到更高的频率 (86, 129, 230 GHz)。尤其是事件视界望远镜 (EHT) 的迅速发展，使人类首次拍摄了黑洞的照片，以其前所未有的高角分辨率，为 AGN 和超大质量黑洞的观测研究开辟了新纪元。

相对论性喷流的准直机制至今仍是天体物理学中一个尚未完全解决的问题，但是近年来，随着高分辨率 VLBI 观测技术的发展，人们通过观测不仅可以获得喷流的速度和加速度的大小等参数，还可以深入到其内部区域，获得喷流内部的精细结构。得益于此，人们近期在邻近 AGN 喷流结构的观测研究方面取得了重大进展。

限于篇幅，本文将重点介绍射电星系喷流的准直机制相关研究的最新进展，并且着重关注 VLBI 技术发挥的独特作用。文章结构如下：在第 2 章中，我们简述当前主流的两种喷流模型及准直机制；在第 3, 4 章中，我们将列举典型的研究案例分别对 FR-I 和 FR-II 两类射电星系喷流准直机制的最新进展进行阐述；在第 5 章中，我们将会对全文进行总结并对未来的研究进行展望。

2 喷流形成模型及准直机制

2.1 喷流的形成模型

关于 AGN 喷流形成以及加速机制，在过去的几十年里，科学家们提出了许多模型，其中最具影响力的是两个由磁场驱动喷流的模型，Blandford-Znajek (BZ) 模型[7] 和 Blandford-Payne (BP) 模型[22]。两者的区别主要在于 BZ 模型主要提取的是黑洞自转能，因此喷流含有的物质成分很少，主要是坡印廷能流；而 BP 模型主要提取的是黑洞周围吸积盘的能量，喷流由物质成分占主导[53]。

2.1.1 BZ 模型

BZ 模型是 Blandford 和 Znajek[7] 在 1977 年提出：活动星系核喷流受带有吸积磁流的旋转黑洞驱动，吸积系统通过连接黑洞的磁场提取黑洞转动能。超大质量黑洞的角动量通常被称为自旋角动量，并且其引力影响范围很大。吸积流导致旋转的超大质量黑洞周围形成磁层，随后形成磁化的等离子体。超大质量黑洞自旋与磁场的相互作用改变了磁场的结构，等离子体被加速。Tchekhovskoy 等人[34] 通过数值模拟发现，在超大质量黑洞具有高磁化吸积流和高自旋的情况下，BZ 过程可以从超大质量黑洞中提取能量。通过 BZ 过程从超大质量黑洞中提取的能量取决于超大质量黑洞的磁场通量和自旋。最初人们用这一过程成功地解释了类星体和活动星系核中通过磁场提取黑洞能量的过程，它们最多可提取 29.3% 的转动能，这可谓是一种非常高效的获能机制[54]。同时，用 BZ 过程可以很好地解释相对论性喷流的产生等问题[55]。

2.1.2 BP 模型

除 BZ 过程中连接黑洞的磁场位形外，还存在着连接吸积盘的大尺度有序磁场[55]。1982 年，Blandford 和 Payne[22] 假设大尺度磁场被“冻结”在吸积盘上，提出了 BP 模型。他们认为，由于吸积盘的旋转，吸积盘上的磁力线会随吸积物质绕黑洞转动。磁场与吸积盘表面夹角小于 60° 时，离心力可驱动等离子体外流。在离盘面较远处，环向磁场成分将外流物质准直。不同于 BZ 过程，BP 过程产生的喷流携带有大量重子物质，这一机制解释了一些 AGN 中产生低速外流的现象。同时，BP 过程中的物质外流会导致盘光度明显下降；喷流出现时，盘的 X 射线辐射通量也会随之减小[56]。

2.2 准直机制

针对已经观测到的大尺度准直的喷流结构，目前主要提出了两种导致准直机制的因素：磁场和星际介质。

磁场在宇宙中无处不在[53, 57–62]，不过一般情况下磁场强度都比较弱，但是存在于吸积盘中的磁场，会因为“磁转动不稳定性”效应被放大[63]。这一效应是指，由于吸积盘总是较差转动的，即半径越小的地方转动角速度越大。在这样不稳定的吸积盘中，气体会变得湍动，磁场会被放大。前文提到的主流喷流形成模型中在靠近黑洞转轴区域都有大尺度极向磁场的存在。在 BZ 模型中，较差转动会产生一个围绕旋转轴的螺旋磁场[64, 65]，螺旋状的磁力线驱使“困”在其中的等离子体向外传播，在此过程中，相应的力指向旋转轴。当磁场、等

离子体密度和旋转的相对强弱情况不同时，会产生不同的结果，如非准直的风、缓慢的外流以及比较准直的喷流。所以这一磁流体力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 过程一般认为是喷流的初始加速和准直机制。近期，Chen 和 Zhang 的解析模型[35]将这一过程绘制成定量物理图 (如图 3 所示)，即具体磁力线如何环绕以及螺旋喷流如何加速等过程都得到了定量解析的计算。在 BP 模型中，在距离吸积盘较近的地方，磁场主要由极向分量主导；而在离吸积盘很远的地方，吸积盘转动无法带动磁力线同步，因此磁场会产生一个环向分量，这一环向分量可以准直喷流[22]。

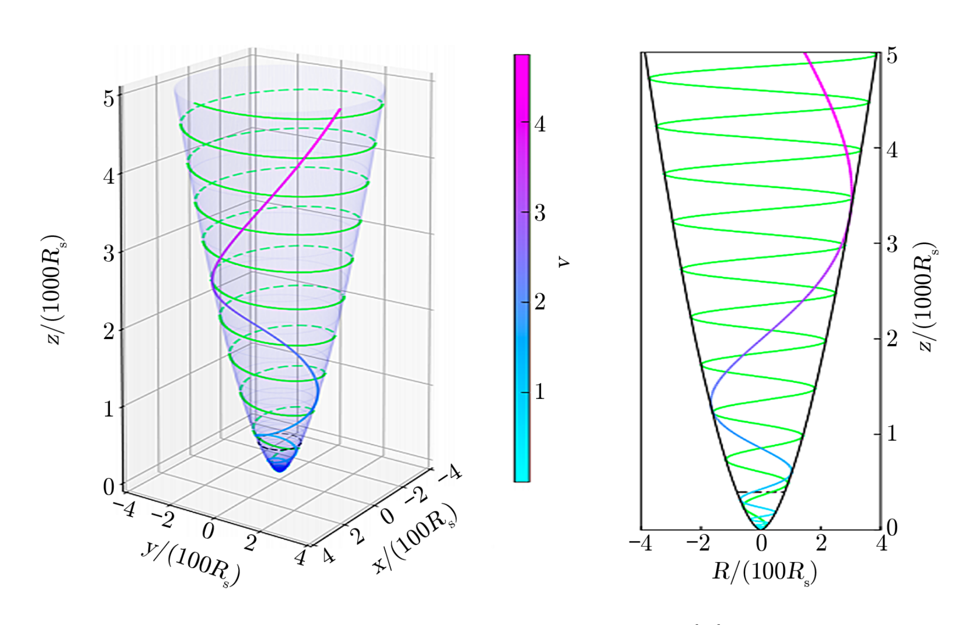


图 3　MHD 喷流加速和准直过程解析图[35]

除此之外，星际介质的压强也可以准直喷流，但其作用范围与磁场不同。简单来说，喷流在传播时，流动速度快，气体密度较低，压强低于周围星际介质的压强，导致星际介质向喷流气体产生压力，从而达到准直喷流的效果[53, 66]。当然压力有可能来自于星际介质中的气体、辐射或者激波。在这种情况下，不同星系周围的环境差异就会造成喷流结构的不同。

长期以来，相对论性喷流准直机制的研究一直很具有挑战性，因为在一个星系中往往不是单一的机制在起作用，但也正是因为其复杂而又相互关联的各种特性使得研究更有价值。接下来，就围绕 FR-I/FR-II 两类射电星系的最新研究进展进行阐述。作为研究案例，下文我们列举几个近距离的射电星系，通过高分辨率成像观测研究洞悉其核心接近喷流起源的区域。

3 FR-I 型射电星系举例

3.1 M87

M87 是一个位于室女座星系团中心的大质量椭圆星系，是典型的 FR-I 型射电星系。在首次发现 M87 喷流[8]之后，人们对其进行了一个多世纪的监测。由于它距离 (D=16.8 Mpc[67]) 较近，而且从射电到 γ 射线的整个电磁波谱都有很强的辐射，这些观测优势使它成为研究相对论性喷流物理学的绝佳目标，包括大尺度喷流形态[68]、喷流形成及相关性质[69, 70]、高能 X 射线发射的起源[71−73]等。此外该星系中心超大质量黑洞的质量也比较大，达到 $6.5\times10^9 M_\odot$[74−76] ($M_\odot$ 是太阳质量)。相对较近的距离和较大的黑洞质量相结合使得该星系 1 mas 的角尺度相当于 0.08 pc (约 140 R_s)[77]，能够探测到比遥远的类星体或耀变体精细 10 ~ 100 倍的结构。因此，M87 一直以来都是黑洞阴影成像[78]和利用 VLBI 技术研究相对论性喷流形成及结构的最优先目标之一。

在过去的几十年里，人们运用 VLBI 技术在不同尺度下对 M87 喷流进行了广泛而深入的研究，并取得重要进展。在 (10 ~ 100) R_s 尺度范围内，2016 年，Hada 等人[77]报道了利用高灵敏度阵列 (high-sensitivity array, HSA) 对 M87 的 GMVA 86 GHz 的观测结果，获得的图像显示存在一个大张角喷流基底，并具有清晰的边缘增亮结构[79]，这与旋转黑洞的磁驱动喷流模型一致[80−83] (即 BZ 模型)。在同样的尺度下，2018 年，Walker 等人[84]利用 43 GHz 的 VLBA 观测数据绘制的极化图像显示在该尺度上存在螺旋磁场，表明了该尺度下的磁场情况。在距离黑洞 100 R_s 之外，直至亮节点 HST-1 出现的地方 (约 10^6 R_s)[85−87]，2018 年，Nakamura 等人[82]绘制了 1 ~ 43 GHz 的多波段 VLBI 图像，显示 M87 喷流呈抛物线形状 (或者说类抛物线形，因为不是标准抛物线形，但本文重点关注喷流各种形态区别及转变，所以在文中不严格区分，统称抛物线形)；在 HST-1 之外，喷流变为圆锥形 (见图 4)。

一系列的观测结果支持了 M87 喷流的磁准直机制，即 MHD 过程，但值得注意的是，M87 喷流形态变化与亮节点 HST-1 位置相一致，针对这一特点，Asada 和 Nakamura[85]推测这可能与环境压力分布变化以及由压力下降和突然膨胀产生的再准直激波有关。为了验证猜测，他们讨论了喷流约束与环境压力径向分布变化之间可能存在的物理关系，分析表明磁流体喷流最初会受到外部气体的约束，而外部气体受超大质量黑洞引力的影响变化，随后喷流便自由地以圆锥形向外膨胀。2015 年，Asada 等人的猜测得到了 Russell 等人[88]外部介质压力测量数据的支持。并且，近期观测研究显示，另一射电源 1H0323+342 的喷流也出现了类似的情况[89]。另一方面，单幂律压力模型也可以预测喷流形态的变化。例如，2009 年，Lyubarsky 的解析模型[90]预测了喷流从抛物线到圆锥形过渡的区域，以及锥形区域内喷流形状的准振荡。2017 年，Levinson 和 Globus[91]将该方法应用于 M87 再准直激波特性研究。一系列的研究表明，再准直激波对喷流准直也有重要影响。

在一般的 AGN 系统中，风具有重要的天体物理学意义。由于风可能造成质量损失，所以在某一 AGN 系统中，中心大质量黑洞的吸积率可能远远小于通过 X 射线测得的在邦迪

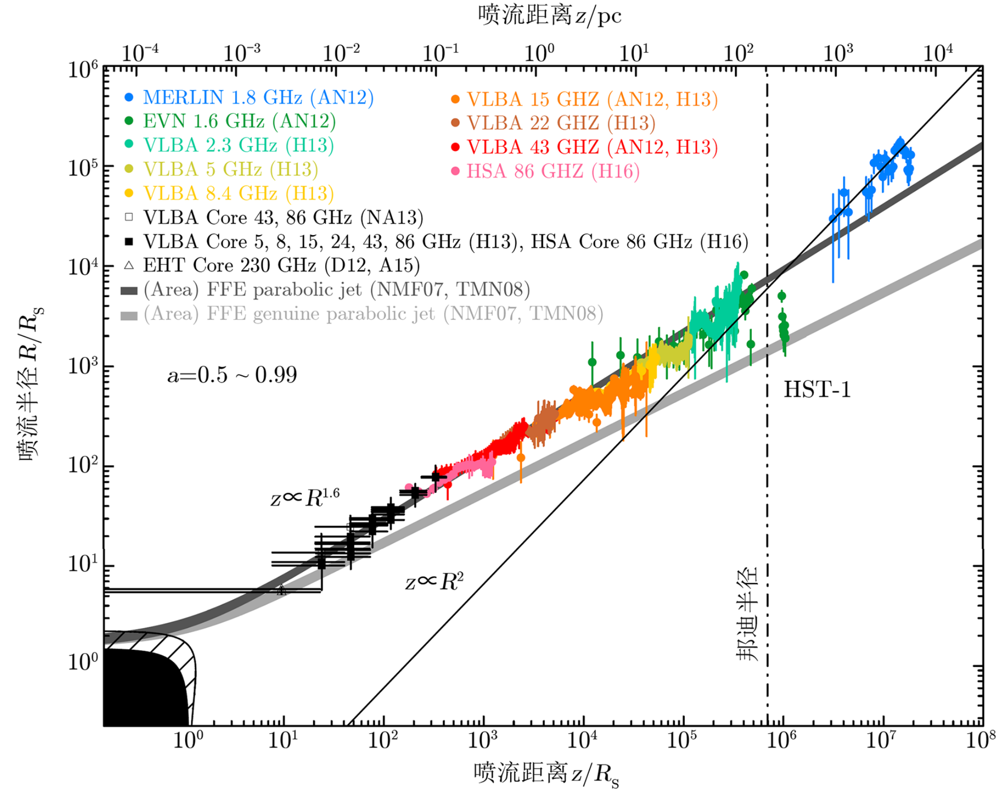


图 4　M87 喷流准直剖面[82]

半径处的吸积率。与邦迪半径处确定的吸积率 ($\dot{M}_{\rm B} \approx 0.2M_\odot \cdot a^{-1}$)[88, 92] 所预测的亮度相比，M87 的核非常暗弱 ($L_{\rm bol} \approx 10^{-6}L_{\rm Edd}$，$L_{\rm bol}$ 是核区辐射光度，$L_{\rm Edd}$ 是爱丁顿光度)[93]，这说明 M87 的中心黑洞的吸积状态辐射效率非常低，或者在视界附近的吸积率 $\dot{M}$ 远低于 $\dot{M}_{\rm B}$。2014 年，Kuo 等人利用亚毫米波阵列望远镜 (Submillimeter Array, SMA) 在 230 GHz 对 M87 的核进行法拉第旋转 (faraday rotation measure, RM) 测量，显示在黑洞附近的吸积率 $\dot{M} \leqslant 10^{-3}M_\odot \cdot a^{-1}$，比 $\dot{M}_{\rm B}$ 至少低两个数量级[94]，表明吸积流内部区域的吸积率明显受到抑制，同时也证实了 M87 确实是一个低光度 AGN。不过，关于在邦迪半径与黑洞这两尺度之间存在巨大的质量流失的具体过程目前还没有相关研究和报道。

在此背景下，2019 年，Park 等人[95]通过收集多频率的 VLBA 数据，详细地研究了 M87 喷流在邦迪半径内的 RM。他们通过分析每一个频率的 RM 值发现，在距离黑洞 $(5\times10^3 \sim 2\times10^5)$ $R_{\rm s}$ 之间的 RM 量级会随着距离的增加而降低 (见图 5)，其中斜率可以很好地用热气体密度剖面 $\rho \propto r^{-1}$ 表示，r 是离黑洞的距离。

非相对论性非准直气体从热吸积流流出，这与各种数值模拟结果一致。由密度剖面推导出的压力剖面明显比典型的纯平流为主的吸积流 (advection-dominated accretion flows, ADAF) 平坦，可以准直喷流，也可以使喷流在磁流体力学过程中逐渐加速。图 5 与观测到的 M87 喷流在邦迪半径内的逐渐准直和加速情况非常吻合。此外，RM 的结果也证实了风

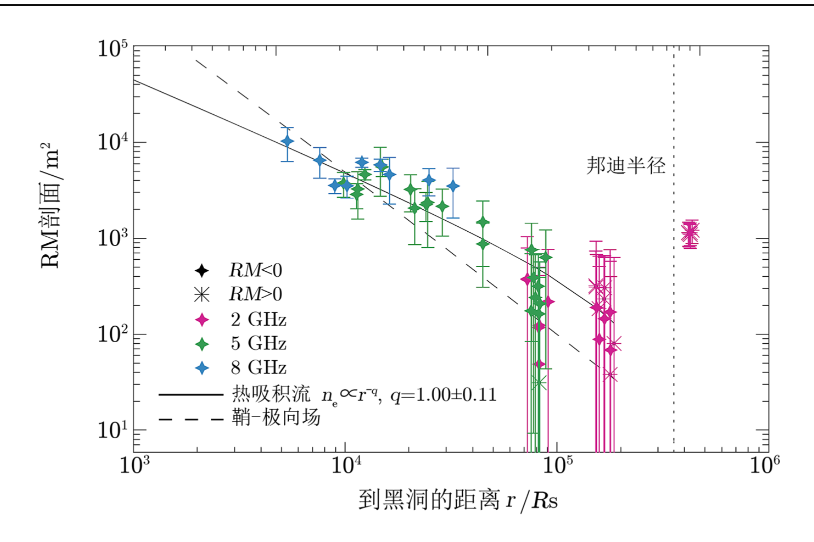


图 5 M87 喷流的 VLBA RM 剖面与黑洞距离的函数[95]

的压力剖面很浅，以至于直至邦迪半径范围内，都足以将 M87 的喷流限制在抛物线形状上，这说明风是限制喷流的一个主要外部来源。

3.2 3C 84

3C 84 是靠近英仙座星系团的椭圆星系 NGC 1275 的一个明亮射电源。根据射电光度被划分为 FR-I 型源[96]，由于其亮度和距离，该射电源也是过去研究较多的源之一，已知有从 pc 到 10 kpc 尺度的多叶形态[97]，并且周期性的喷流活动都有记录。在 2005 年到 2008 年之间，该射电源的核心处 γ 射线发射明显增强[98]，并且一个新的射电成分“C3”在亚 pc 尺度下从核心向南喷射[99, 100]。一系列现象促使其多波段观测项目开始实施，目前还在进行。该星系丰富的观测数据表明核周围的气体环境非常复杂[101–104]。一系列的特性使得 3C 84 成为研究喷流的形成、 γ 射线的产生、超大质量黑洞的吸积和反馈等现象的理想目标。

近期 3C 84 的高分辨率 VLBI 成像进一步完善了我们对亚 pc 到 pc 尺度喷流横向结构的认知。2014 年，Nagai 等人基于 VLBA 的 43 GHz 的数据，研究了 3C 84 亚 pc 尺度的喷流结构，向人们展示了喷流清晰明亮的形态[105]。其结果表明，在 $(10^3 \sim 10^5)$ R_s 尺度范围内喷流宽度轮廓是快速准直的，不是抛物线形。此外，2018 年，Giovannini 等人通过空间 VLBI 观测将更靠近喷流基底的亮度结构精细到 50 μas 尺度 (对应约 200 R_s)[106] (见图 6)。

从图 6 可以看出，在靠近核区的地方，喷流较宽，即喷流张角很大，这一点与 M87 相似，但不同之处在于 3C 84 的喷流准直剖面接近于圆柱形而非抛物线形。由于相对论磁流体动力学喷流的轮廓受外部介质所限制，并且该星系富含气体，所以这一现象可能是由喷流传播环境的差异所造成。

然而，在较小尺度上 (如 pc 尺度)，核周围或者说环核的很多性质还没有答案。并且 Giovannini 等人[106]提出，根据其观测结果，3C 84 喷流若与外界介质压力处于平衡状态，那相应的密度曲线将趋于平坦，但是对于圆盘状的吸积流，沿着几何厚盘的内缘有一个平坦

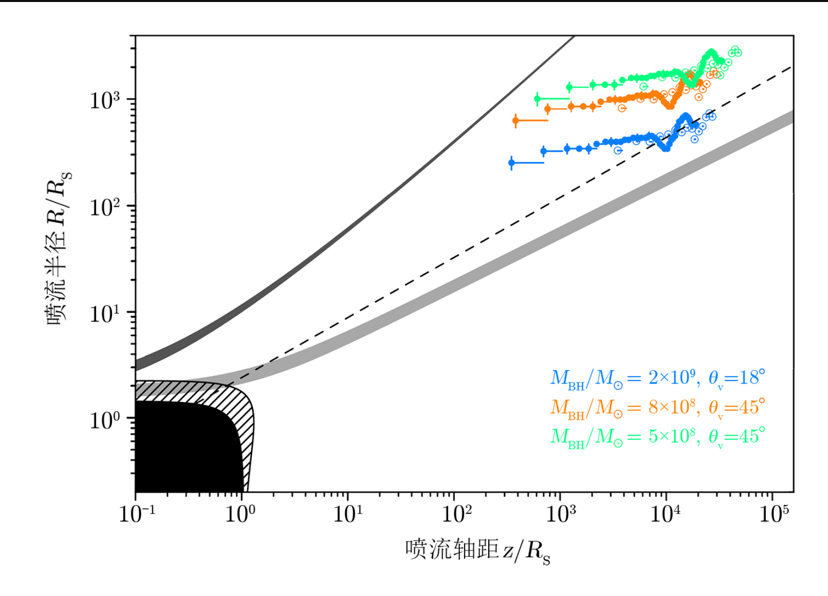


图 6　3C 84 喷流准直剖面[106]

的密度剖面似乎不太可能；所以很有可能的情况是，该源喷流与吸积流或星际介质的其他分层成分压力处于非平衡状态。

基于此，后来通过对喷流中明亮的射电成分 C3 进行长期监测，人们发现了一些关于 pc 尺度的核周围环境的数据线索：C3 喷射出后一直向南移动[107]，2015 年，C3 突然改变方向，开始向东移动 (见图 7)[108]，并且总流量[108, 109]和偏振流量[110]都在增强。这种特殊的运动学很难用喷流的内部运动来解释，但如果用 C3 与非均匀致密的块状介质的相互作用，则可以很自然地解释这种现象[111]。并且，近期关于从该源的核向北 2 mas 处的反向喷流的监测结果也表明，在亚 pc 至 pc 尺度范围内，其周围存在致密介质[112]。另一方面，高密度的环核环境可能会使原有的喷流特性及其与喷流产生的联系变得更加复杂，因此，这需要更高分辨率的 VLBI 技术支持。

3.3　NGC 4261

NGC 4261 (3C 270) 也是一个近邻的 FR-I 型射电星系。它的特点是有接近对称的 kpc 尺度的双边喷流[113]。该星系距离地球 31.6 Mpc[114]，相当于 0.15 pc·mas^{-1}，相对较近的距离为研究中心黑洞 1 pc 以内的精细结构创造了机会。NGC 4261 中心黑洞的质量为 $(4.9 \pm 1.0) \times 10^8 M_{\odot}$[115]。哈勃太空望远镜的观测也显示在 NGC 4261 中心有一个直径约为 300 pc 的气体和尘埃盘[116]。VLBI 的观测结果揭示了 NGC 4261 的另一个特征，就是与尘埃盘的旋转轴平行的 pc 尺度的双边喷流[117]。西边喷流朝向观测者，东边的喷流远离观测者，后者被称为反向喷流；两束喷流的亮度都受到相对论聚束的轻微影响。

2018 年，Nakahara 等人[118]利用甚长基线阵列 (VLBA) 和甚大阵列 (VLA) 的多频图像得到在 $(10^3 \sim 10^9)$ R_s 范围内沿喷流宽度和辐射剖面的新观测数据。VLBA 图像显示，在距离中心黑洞约为10^4 R_s的地方，喷流与反向喷流的宽度剖面都出现了从抛物线到圆锥形过渡

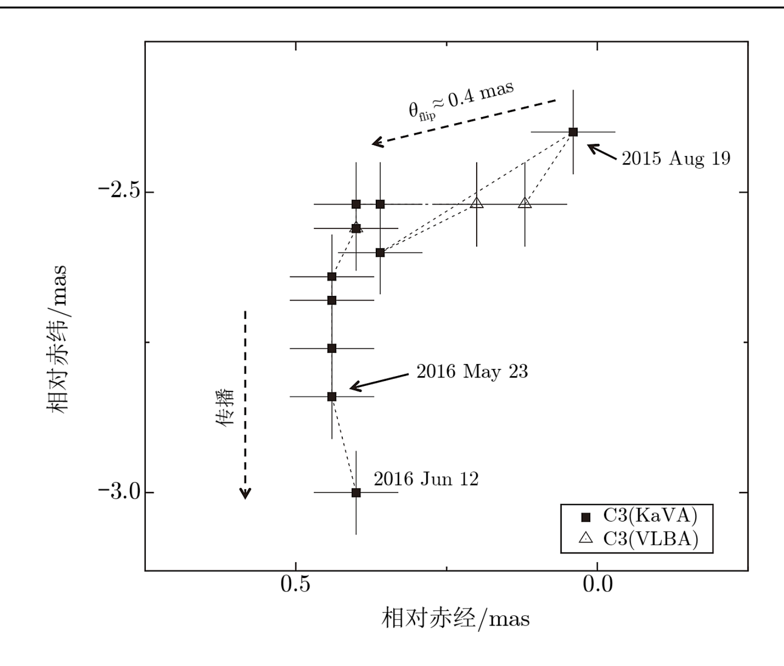


图 7　3C 84 喷流 C3 成分从 2015 年 8 月到 2016 年 6 月的轨迹[108]

的情况 (见图 8)；同样在该处，接近喷流的辐射剖面也发生了转变。过渡位置的一致性，表明 NGC 4261 喷流在该距离处的物理环境条件发生了改变。可见，之前报道的 M87 和 NGC 6251 中发现了喷流自内而外及从加速到扩张的情况，在 NGC 4261 中同样存在。此外，该研究还在圆锥区域约为 $3\times10^{6}\ R_{\rm s}$ 处发现另一个辐射剖面的跃迁。喷流的外部环境是否存在另一个较大的变化，值得进一步研究。

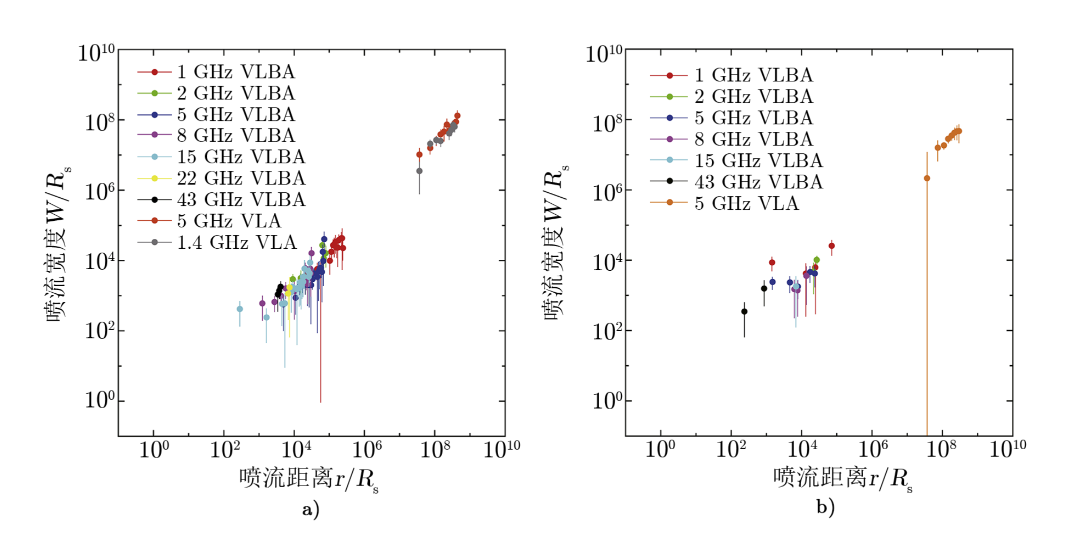


图 8　NGC 4261 喷流 (a)) 与反向喷流 (b)) 宽度的径向分布图[118]

NGC 4261 是第一个在喷流和反向喷流中都观测到喷流结构改变的星系，这说明活动星系核的喷流准直过程有可能是由周围环境压力的全局分布所导致，而不是由喷流与周围环境介质的局部相互作用所导致。具体影响机制则需讨论在粒子加速、冷却、耗散和喷流压力与周围热气体平衡方面的喷流所处环境的演变。另一方面，与 M87 和 NGC 6251 一样，在几乎相同的位置，喷流宽度和辐射强度都发生转变，喷流形状也从抛物线形变为圆锥形。基于能量均分的假设，Nakahara 等人[118]得到喷流压力分布，结果与基于 X 射线的热气体压力估算一致，从而在观测上支持了喷流压力与环境压力的平衡。

4　FR-II 型射电星系举例

4.1　Cygnus A

天鹅座 A (Cygnus A) 是一个典型的 FR-II 型射电星系[119]，红移 $z = 0.056\ 075$[120]。光学和近红外光谱数据表明，该星系中心黑洞质量约为 $2.5 \times 10^9 M_\odot$[121]。其喷流从 0.3 pc 到 60 kpc 整体上保持抛物线形[122]，这一点很特别，因为喷流的抛物线形态在引力半径上维持了 8 个数量级，远远超出中心黑洞的引力影响范围，这意味着大功率喷流可以在保持其形态的情况下穿透周围介质[123]。

2016 年，Boccardi 等人[124]基于 VLBI 43 GHz 数据对天鹅座 A 双侧喷流的运动学特性和横向结构进行了研究，结果表明亚 pc 尺度上的喷流宽度剖面的幂律依赖性可以表示为 $W(r) \propto z^{0.55\pm0.07}$，$W(r)$ 是喷流的宽度，z 是距核心的投影距离，即喷流呈抛物线形状，直到约 $10^4\ R_{\rm s}$ 的地方。1991 年，Carilli 等人[125]运用 VLBI 4.9 GHz 数据成像显示该源喷流在 $4 \sim 20$ mas (对应约 $10^4\ R_{\rm s} \sim 10^5\ R_{\rm s}$处) 的宽度保持恒定值为 2.2 mas。2019 年，Nakahara 等人[122]使用 VLA 档案数据以及 VLBI 公开数据测量值，研究了天鹅座 A 喷流径向宽度轮廓的变化：如图 9 所示，多波段数据成像结果显示喷流逐渐准直，即随着距离的增加，张角平滑地减小，整体上保持抛物线形态并一直持续到 kpc 尺度；他们还发现了喷流宽度的径向分布中存在明显的不连续性 (约 100 pc 或 $5 \times 10^5\ R_{\rm s}$ 处)，并猜测是由于失去了动态平衡或在相对平稳的环境压力条件下重新发生了振动，喷流的横截面出现膨胀并再次被准直。

正如前文提到，相对论磁流体动力学喷流的轮廓是受外部介质所限制，一般的相对论磁流体力学模拟也显示喷流抛物线轮廓会受外部压力的影响[118]。理论研究也表明，非锥形的形态需要外部介质的横向压力，其径向依赖遵循 $p \propto r^{-b}$[126, 127]，p 是外部介质的压力，r 是距核心的距离。2009 年，Komissarov 等人[128]研究表明，当外部气体压力遵循 $b \leqslant 2$，喷流形成抛物线形 (幂律指数 $0.5 < a \leqslant 1$)；当外部压力不足时，喷流则会形成圆锥形。例如 M87 和 NGC 6251 的喷流在约 $10^5\ R_{\rm s}$ 出现从抛物线到锥形的转变，这一距离接近其邦迪半径或者中心超大质量黑洞的影响范围[85, 129]。近期，对 M87 的 RM 观测结果表明周围的风满足 $b < 2$，这将起到限制喷流的作用[95]。因此，对于天鹅座 A，可能正是有周围气体压力支持，所以保持大尺度形态没有改变。

1996 年，Carilli 和 Barthel[119]在最小能量条件下 (约 $6 \times 10^{-15}\ {\rm N \cdot cm^{-2}}$) 估算了天鹅座

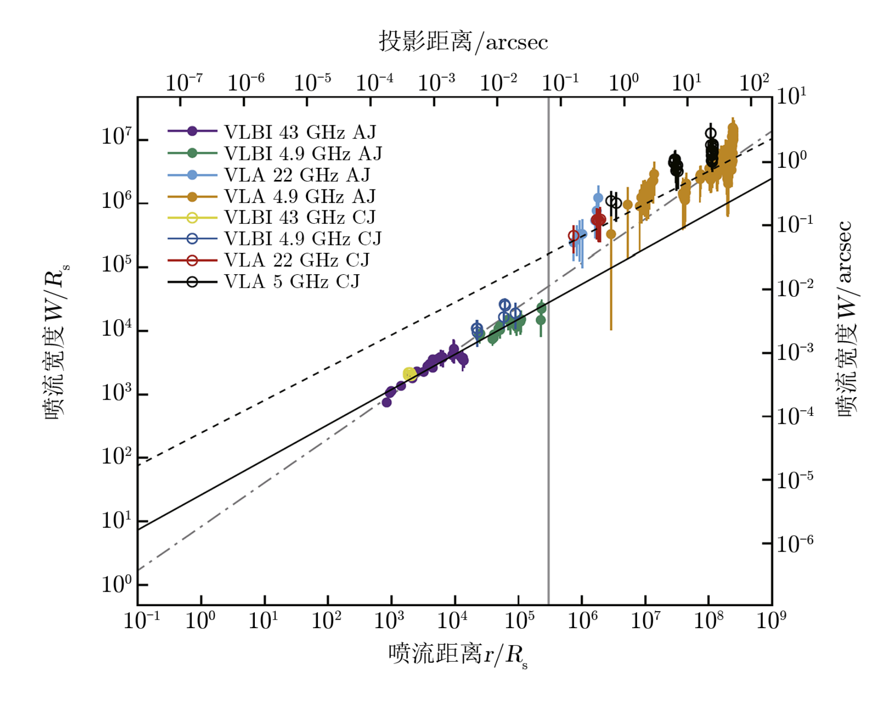


图 9 Cygnus A 喷流 (AJ) 与反向喷流 (CJ) 宽度径向分布[122]

A 的喷流压力，结果显示其会对环境产生压力。他们利用 X 射线观测数据绘制了热气体在 kpc 尺度上的压力梯度曲线：在距核 70 ~ 500 kpc 处，团块介质的径向轮廓线对应的幂律指数 $b \approx 1.6$；在相对远离射电瓣的区域 (约 60 kpc)，大视场 Chandra (X 射线望远镜) 观测的结果表明，如果压力显著，周围的热气体将使喷流准直成抛物线形状。同年，Reynolds 和 Fabian 基于伦琴卫星 ROSAT (the ROentgen SATellite) 观测数据计算出 10 ~ 500 kpc 压力分布，结果表明在射电发射区域轮廓变得更平坦[130]。根据 Chandra 数据[131]可知，在 10 ~ 30 kpc 距离处，热气体压力约为 $5 \times 10^{-15}\mathrm{N \cdot cm^{-2}}$，这与 kpc 尺度的喷流最小压力相当。因此，具有 X 射线辐射的热气体产生的环境压力足以与最小喷流压力平衡，这可以合理地解释天鹅座 A 喷流保持抛物线形直至 kpc 尺度的现象。另外，还有一种可能性是，对于天鹅座 A 来说，如此大的尺度，由于茧状或从热斑区周围的回流，其喷流可以与环境介质进行压力平衡，这可能是 FR-II 源所特有的现象。不过要更好地解释 FR-I 与 FR-II 之间存在更多的区别，则需要增加 FR-II 的研究样本。

4.2 3C 111

3C 111 也是一个近邻 FR-II 射电星系，红移 $z = 0.049$。1982 年 6 月，VLA 在 1.4 GHz, 4.9 GHz 和 15 GHz 的数据显示，3C 111 具有明亮且致密的核区、高度准直的单边喷流和大尺度的双边射电瓣[132]。另外，1995 年开始，Lister 等人[133] 利用 VLBA 实施的 MOJAVE 项目 (Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA experiments, MOJAVE) 在 15 GHz 下进行的 VLBI 长期监测显示，3C 111 喷流结构在 pc 尺度上存在很强的结构变化。

Jorstad 等人[134]，Chatterjee 等人[135]和 Lewis 等人[136]也对 3C 111 在 43 GHz 进行了 VLBA 监测，这些观测的结果都显示 3C 111 是一个非常适合研究喷流内部结构和准直机制的射电源，其不同尺度的喷流结构如图 10 所示。

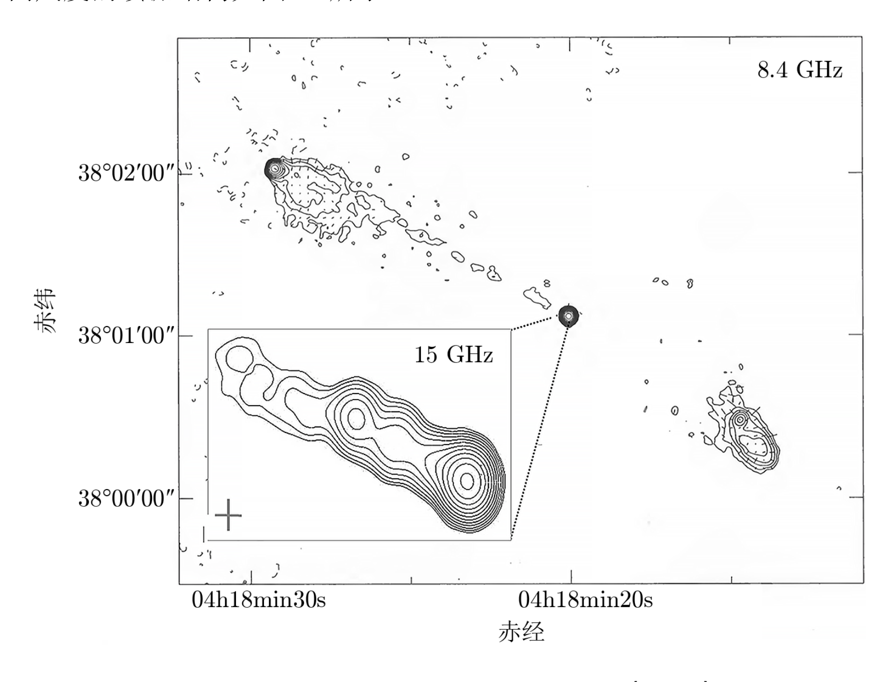


图 10 3C 111 在不同尺度下的喷流结构[137, 138]

不过，对于观测到的高度准直喷流，之前的研究猜测，外部介质压力可能不足以限制这种喷流，更大的可能还有磁约束作用。由于当时技术条件有限，加之该问题也没有引起足够重视，故并未得到深入研究。并且，3C 111 的喷流在 pc 尺度显示出抛物线形态，其喷流在中心超大质量黑洞的引力影响范围附近呈抛物线形到圆锥形过渡[139]，类似于 M87 和 NGC 6251。这是否暗示着常见的喷流准直机制也适用于该源？与前述 FR-I 型源存在什么异同？都需要深入研究和证实。

5 总结与展望

由近些年来的研究工作可知，FR-I 与 FR-II 星系喷流准直机制各有特点，但也有共性，基本都认为磁场结构与环境介质压力的共同作用促成了喷流的准直结果。对于 FR-I 星系，除了文中列举的工作以外，越来越多近邻 FR-I 射电星系内部喷流的几何结构都得到了深入研究，如 NCG 315[140], NGC 6251[129], 3C 120[141, 142], 3C 264[143]等。最突出的是，这些星系的喷流在亚 pc 至 pc 尺度上，都表现出明显的抛物线形态。而很多 FR-II 型射电星系，如 3C 111，天鹅座 A 和 3C 445 等[144]，都具有很强的喷流，并且也有丰富的历史观测数据，已经初步具备了详细研究 FR-II 型射电星系喷流准直机制的条件。但除天鹅座 A 在近两年

开始有人关注外，其余 FR-II 型射电星系还没有得到系统的研究，其喷流准直过程的细节至今还不是很清楚[145]，需要增加 FR-II 星系的研究数据使得研究样本更加完善。

未来平方公里阵列 (Square Kilometre Array, SKA)[146] 和美国下一代甚大望远镜阵 (the next-generation Very Large Array, ngVLA)[147] 等下一代射电阵列望远镜的超高动态范围成像能力，有望给人们提供更多关于喷流结构、磁场以及动力学的信息[148, 149]，大幅增加射电星系喷流准直机制研究的样本，帮助揭示 FR-II 星系与 FR-I 星系及其他射电噪 AGN 喷流形态和准直机制的异同，完善人们对 AGN 喷流特性的认识。

致谢

感谢审稿人建设性的修改意见，使本文有了很大的改进；感谢日本国立天文台 Kazuhiro Hada 博士的讨论和建议；同时也非常感谢上海天文台的张迎康博士、杨小龙博士、汪爱玲、上海天文馆的吕芬博士以及新疆天文台的王鑫和袁琦在本文写作过程中提供的帮助。

参考文献：

[1] Osterbrock D E. Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. Virginia: University Science Books, 1989: 325
[2] 黄克谅. 类星体与活动星系核. 北京: 中国科学技术出版社, 2005: 1
[3] 李宗伟, 肖兴华. 天体物理学. 北京: 高等教育出版社, 2000: 401
[4] Kormendy J, Ho L C. ARA&A, 2013, 51: 511
[5] Antonucci R. ARA&A, 1993, 31: 473
[6] Urry C M, Padovani P. PASP, 1995, 107: 803
[7] Blandford R D, Znajek R L. MNRAS, 1977, 179: 433
[8] Curtis H D. Publ. Lick Obs, 1918, 13: 9
[9] Ferrarese L, Ford H. SSR, 2005, 116: 523
[10] Blandford R, Meier D, Readhead A. ARA&A, 2019, 57: 467
[11] Rani B. Galaxies, 2019, 7: 23
[12] Fanaroff B L, Riley J M. MNRAS, 1974, 167: 31P
[13] Falle S A. MNRAS, 1991, 250: 581
[14] Baum S A, Zirbel E L, O'Dea C P. ApJ, 1995, 451: 88
[15] Bicknell G V. ApJS, 1995, 101: 29
[16] Gopal-Krishna, Wiita P J. A&A, 2000, 363: 507
[17] Tchekhovskoy A, Bromberg O. MNRAS, 2016, 461: L46
[18] De Young D S. ApJ, 1993, 405: L13
[19] Baum S A, Heckman T M, Breugel W V. ApJ, 1992, 389: 208
[20] Saripalli L, Subrahmanyan R, Thorat K, et al. ApJS, 2012, 199: 27
[21] Perley R, Carilli C, Dreher J. https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/A/Active+Galactic+Nuclei, 2021
[22] Blandford R D, Payne D G. MNRAS, 1982, 199: 883
[23] Livio M, Ogilvie G I, Pringle J E. ApJ, 1999, 512: 100
[24] Barniol D R, Tchekhovskoy A, Giannios D. MNRAS, 2017, 469: 4957
[25] Beloborodov A M. ApJ, 2017, 850: 141
[26] Clarke D A, Norman M L, Burns J O. ApJ, 1986, 311: L63
[27] Konigl A, Kartje J F. ApJ, 1994, 434: 446

[28] McKinney J C, Tchekhovskoy A, Blandford R D. MNRAS, 2012, 423: 3083
[29] Narayan R, Igumenshchev I V, Abramowicz M A. PASJ, 2003, 55: L69
[30] Vlahakis N, Konigl A. ApJ, 2004, 605: 656
[31] McKinney J C. MNRAS, 2006, 368: 1561
[32] Lind K R, Payne D G, Meier D L, et al. ApJ, 1989, 344: 89
[33] Penna R F, Narayan R, Skadowski A. MNRAS, 2013, 436: 3741
[34] Tchekhovskoy A, Narayan R, McKinney J C. MNRAS, 2011, 418: L79
[35] Chen L, Zhang B. ApJ, 2021, 906: 105
[36] Sikora M, Begelman M C, Rees M J. ApJ, 1994, 421: 153
[37] Spada M, Ghisellini G, Lazzati D, et al. MNRAS, 2001, 325: 1559
[38] Stawarz L, Ostrowski M. ApJ, 2002, 578: 763
[39] Giannios D. MNRAS, 2013, 431: 355
[40] Komissarov S S, Barkov M V, Vlahakis N, et al. MNRAS, 2007, 380: 51
[41] Matveenko L I, Kardshev N S, Sholimitshik II G B. Radiophysics and Quantum Electronics, 1965, 8: 461
[42] Readhead A C S, Cohen M H, Blandford R D. Nature, 1978, 272: 131
[43] Pearson T J, Unwin S C, Cohen, M H, et al. Nature, 1981, 290: 365
[44] Pearson T J, Readhead A C S. ApJ, 1981, 248: 61
[45] Venturi T, Paragi Z, Lindqvist M, et al. arXiv:2007.02347, 2021
[46] Napier P J, Bagri D S, Clark B G, et al. IEEE Proc. 1994, 82: 658
[47] Kellermann K I, Thompson A R. Science, 1985, 229: 123
[48] Edwards P G, Phillips C. Publ. Korean Astron. Soc. 2015, 30: 659
[49] Kobayashi H, Sasao T, Kawaguchi N, et al. ASP Conf. Ser., 2003, 306: 367
[50] An T, Sohn B W, Imai H. Nat. Astron. 2018, 2: 118
[51] Doeleman S, Akiyama K, Blackburn L, et al. BAAS, 2019, 51: 537
[52] Kim H G, Han S T, Sohn B W, et al. In European VLBI Network on New Developments in VLBI Science and Technology. Toledo: Observatorio Astronomico Nacional of Spain, 2004: 281
[53] 袁峰. 物理, 2015, 44: 69
[54] 雷卫华. 博士论文. 华中科技大学, 2006: 15
[55] 王荐钊, 钱宇梁, 仲佳勇. 天文学进展, 2019, 37: 408
[56] Mirabel I F, Rodríguez L F. ARA&A, 1999, 37: 409
[57] Parker E N. Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity. Oxford: Clarendon Press, 1979: 58
[58] Banerjee R, Jedamzik K. PRD, 2004, 70: 123003
[59] Vallée J P. NAR, 2004, 48: 763
[60] Gaensler B M, Beck R, Feretti L. NAR, 2004, 48: 1003
[61] Rees M J. Astron. Nachrichten, 2006, 327: 395
[62] Taylor R, Agudo I, Akahori T, et al. SKA Deep Polarization and Cosmic Magnetism. arXiv:1501.02298, 2021
[63] Balbus S A, Hawley J F. Rev. Mod. Phys. 1998, 70: 1
[64] Meier D L, Koide S, Uchida Y. Science, 2001, 291: 84
[65] Gabuzda D C, Murray É, Cronin P. MNRAS, 2004, 351: L89
[66] Kovalev Y Y, Pushkarev A B, Nokhrina E E, et al. MNRAS, 2020, 495: 3576
[67] Blakeslee J P, Jordn A, Mei S, et al. ApJ, 2009, 694: 556
[68] Owen F N, Hardee P E, Cornwell T J. ApJ, 1989, 340: 698
[69] Biretta J A, Sparks W B, Macchetto F. ApJ, 1999, 520: 621
[70] Perlman E S, Biretta J A, Sparks W B, et al. ApJ, 2001, 551: 206
[71] Harris D E, Cheung C C, Biretta J A, et al. ApJ, 2006, 640: 211
[72] Abrmowski A, Acero F, Aharonian F, et al. ApJ, 2012, 764: 151
[73] Hada K, Giroletti M, Kino M, et al. ApJ, 2014, 788: 165

[74] Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama K, Alberdi A, Alef W, et al. ApJ, 2019, 875: L6
[75] Gebhardt K, Adams J, Richstone D, et al. ApJ, 2011, 729: 119
[76] Walsh J L, Barth A J, Ho L C, et al. Science, 2012, 338: 335
[77] Hada K, Kino M, Doi A, et al. ApJ, 2016, 817: 131
[78] Broderick A E, Loeb A. ApJ, 2009, 697: 1164
[79] Kim J Y, Lee S S, Hodgson J A, et al. A&A, 2018, 5: 1
[80] Moscibrodzka M, Falcke H, Shiokawa H. A&A, 2016, 586: 1
[81] Takahashi K, Toma K, Kino M, et al. ApJ, 2018, 868: 82
[82] Nakamura M, Asada K, Hada K, et al. ApJ, 2018, 868: 146
[83] Chael A, Narayan R, Johnson M D. MNRAS, 2019, 486: 2873
[84] Walker R C, Hardee P E, Davies F B, et al. ApJ, 2018, 855: 128
[85] Asada K, Nakamura M. ApJ, 2012, 745: L28
[86] Hada K, Kino M, Doi A, et al. ApJ, 2013, 775: 70
[87] Nakamura M, Asada K. ApJ, 2013, 775: 118
[88] Russell H R, Fabian A C, Mcnamara B R, et al. MNRAS, 2015, 451: 588
[89] Hada K, Doi A, Kino M, et al. ApJ, 2018, 840: 141
[90] Lyubarsky Y. ApJ, 2009, 698: 1570
[91] Levinson A, Globus N. MNRAS, 2017, 465: 1608
[92] Matteo T D, Allen S W, Fabiam A C, et al. ApJ, 2003, 582: 133
[93] Prieto M A, Fernández-Ontiveros J A, Markoff S, et al. MNRAS, 2016, 457: 3801
[94] Kuo C Y, Asada K, Rao R, et al. ApJ, 2014, 783: L1
[95] Park J, Hada K, Kino M, et al. ApJ, 2019, 871: 257
[96] Chiaberge M, Capetti A, Celotti A. A&A, 1999, 349: 77
[97] Asada K, Kameno S, Shen Z Q, et al. Publ. Astron. Soc. Japan, 2006, 58: 261
[98] Abdo A A, Ackermann M, Ajello M, et al. ApJ, 2009, 699: 31
[99] Nagai H, Suzuki K, Asada K, et al. PASJ, 2010, 62: 2005
[100] Suzuki K, Nagai H, Kino M, et al. ApJ, 2012, 746: 140
[101] Salomé P, Combes F, Edge A C, et al. A&A, 2006, 454: 437
[102] O'Dea C P, Dent W A, Balonek T. ApJ, 1984, 278: 89
[103] Scharwachter J, McGregor P J, Dopita M A, et al. MNRAS, 2013, 429: 2315
[104] Nagai H, Onishi K, Kawakatu N, et al. ApJ, 2019, 883: 193
[105] Nagai H, Haga T, Giovannini G, et al. ApJ, 2014, 785: 53
[106] Giovannini G, Savolainen T, Orienti M, et al. Nat. Astron, 2018, 2: 472
[107] Hiura K, Nagai H, Kino M, et al. PASJ, 2018, 70: 1
[108] Kino M, Wajima K, Kawakatu N, et al. ApJ, 2018, 864: 118
[109] Hodgson J A, Rani B, Lee S S, et al. MNRAS, 2018, 475: 368
[110] Nagai H, Fujita Y, Nakamura M, et al. ApJ, 2017, 849: 52
[111] Wagner A Y, Bicknell G V. ApJ, 2011, 728: 29
[112] Fujita Y, Nagai H. MNRAS, 2017, 465: L94
[113] Birkinshaw M, Davies R L. ApJ, 1985, 291: 32
[114] Tonry J L, Blakeslee J P, Ajhar E A, et al. ApJ, 2000, 530: 625
[115] Ferrarese L, Ford H C, Jaffe W. ApJ, 1996, 470: 444
[116] Jaffe W, Ford H C, Ferrarese L, et al. Nature, 1993, 364: 213
[117] Jones D L, Wehrle A E, Meier D L, et al. ApJ, 2000, 534: 165
[118] Nakahara S, Doi A, Murata Y, et al. ApJ, 2018, 854: 148
[119] Carilli C L, Barthel P D. A&A, 1996, 7: 1
[120] Owen F N, Ledlow M J, Morrison G E, et al. ApJ, 1997, 488: L15
[121] Tadhunter C, Marconi A, Axon D, et al. MNRAS, 2003, 342: 861
[122] Nakahara S, Doi A, Murata Y, et al. ApJ, 2019, 878: 61

[123] Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R. MNRAS, 2008, 388: 551
[124] Boccardi B, Krichbaum T P, Bach U, et al. A&A, 2016, 585: A33
[125] Carilli C L, Perley R A, Dreher J W, et al. ApJ, 1991, 383: 554
[126] Blandford R D, Rees M J. MNRAS, 1974, 169: 395
[127] Blandford R D, Konigl A. ApJ, 1979, 232: 34
[128] Komissarov S S, Vlahakis N, Konigl A, et al. MNRAS, 2009, 394: 1182
[129] Tseng C Y, Asada K, Nakamura M, et al. ApJ, 2016, 833: 288
[130] Reynolds C S, Fabian A C. MNRAS, 1996, 278: 479
[131] Chon G, Bohringer H, Krause M, et al. A&A, 2012, 545: L3
[132] Linfield R, Perley R. ApJ, 1984, 279: 60
[133] http:www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/index.html, 1995
[134] Jorstad S G, Marscher A P, Lister M L, et al. ApJ, 2005, 130: 1418
[135] Chatterjee R, Marscher A P, Jorstad S G, et al. ApJ, 2011, 734: 43
[136] Lewis K T, Eracleous M, Gliozzi M, et al. ApJ, 2005, 622: 816
[137] Leahy J P, Black A R S, Dennett-Thorpe J, et al. MNRAS, 1997, 291: 20
[138] Lister M L, Homan D C. AJ, 2005, 130: 1389
[139] Kovalev Y Y, Pushkarev A B, Nokhrina E E, et al. MNRAS, 2020, 495: 3576
[140] Park J, Hada K, Nakamura M, et al. ApJ, 2021, 909: 76
[141] Gómez J L, Marscher A P, Alberdi A, et al. ApJ, 2001, 561: L161
[142] Casadio C, Gómez J L, Grandi P, et al. ApJ, 2015, 808: 1
[143] Boccardi B, Migliori G, Grandi P, et al. A&A, 2019, 627: 1
[144] Hardcastle M J, Alexander P, Pooley G G, et al. MNRAS, 1999, 304: 135
[145] Hada K. Galaxies, 2020, 8: 1
[146] Dewdney P E, Hall P J, Schilizzi R T, et al. IEEE Proc, 2009, 97: 1482
[147] Selina R J, Murphy E J, McKinnon M, et al. SPIE, 2018, 107: 1O
[148] Norris R P, Afonso J, Bacon D, et al. PASA, 2013, 30: e020
[149] Bolatto A D, Chatterjee S, Casey C M, et al. arXiv:1711.09960, 2021

Progress in the Study of the Jet Collimation Mechanism of Radio Galaxies

SHEN Yu-ling[1], CUI Lang[1], AN Tao[1,2], LIU Xiang[1]

(1. Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China; 2. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

Abstract: Radio galaxies are an important subclass of radio-loud active galactic nuclei (AGN), and relativistic radio jets are one of its typical observational features. The acceleration process of radio jets, the collimation mechanism and the role of magnetic field have been studied extensively by astronomers. In recent years, with the development of high-resolution VLBI observational techniques, radio astronomical observations have been able to probe the nuclear region of nearby AGN, which enables the study of the internal structure and physical processes of the jets. As a result, astronomers have made great progress in the observational

study of jet collimation mechanisms in nearby radio galaxies. First, several mainstream jet production models are presented, followed by a review of the recent progress in the study of the collimation mechanism of FR-I and FR-II radio galaxies by presenting typical case studies. Finally, we make a summary and give a short prospect for the future study of jet collimation mechanism in radio galaxies.

Key words: radio galaxies; jet; collimation mechanism; VLBI

. . . .